Nicht f. d. Austausch

Schallabsorption von Gasen im Kundtschen Rohr, insbesondere bei Unterdruck. — Der molekulare Anteil der Absorption im Rohr.

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

genehmigt von der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

von

Hermann Oberst

aus Berlin

Tag der Promotion: 21. V. 1937

Tag der mündlichen Prüfung: 17. II. 1937

1937

N 13

Referenten: Professor Dr. Wehnelt

Professor Dr. von Laue

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Erschienen in der Akustischen Zeitschrift.

Schallabsorption von Gasen im Kundtschen Rohr, insbesondere bei Unterdruck. — Der molekulare Anteil der Absorption im Rohr

Von Hermann Oberst

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin

Mit 9 Abbildungen

I. Einleitung

Schon vor 100 Jahren wurde beobachtet, daß die Schallgeschwindigkeit in Luft in Röhren etwas kleiner ist, als die LAPLACEsche Formel $a^2 = \frac{\varkappa p_0}{\varrho_0}$ (s. II) verlangt. HELMHOLTZ nahm als Ursache hierfür die Dämpfung der Schallwelle auf Grund der inneren Reibung des Gases an und berechnete die Reibungskorrektur für die Schallgeschwindigkeit im Rohr. KUNDT fand jedoch experimentell, daß die HELMHOLTZsche Korrektur nicht ausreicht, und seine Vermutung, daß die Wärmeleitung des Gases berücksichtigt werden müßte, regte KIRCHHOFF zu seiner viel zitierten Arbeit [1]) vom Jahre 1868 an. KIRCHHOFF stellte die Differentialgleichungen für die Schallausbreitung im Gase unter Berücksichtigung der inneren Reibung und der Wärmeleitung zusammen und integrierte sie u. a. auch für den Fall der achsensymmetrischen Schallausbreitung in einem zylindrischen Rohre. In den experimentellen Arbeiten, die die Schalldämpfung der Luft im Rohr zum Gegenstand haben [2]), wird stets die KIRCHHOFFsche Arbeit zum Vergleich der Meßergebnisse mit der Theorie herangezogen.

Direkte Messungen der Schallabsorption der Luft in Röhren sind erst in jüngerer Zeit vorgenommen worden [2]). Das kommt vor allem daher, daß vorher nicht die technischen Hilfsmittel zu einer genügend genauen Messung zur Verfügung standen. Mit den Fortschritten der allgemeinen physikalisch-akustischen Meßtechnik im letzten Jahrzehnt ließ sich auch die Genauigkeit der Absorptionsmessung steigern, und es ist damit heute eine genaue experimentelle Prüfung der KIRCHHOFFschen Theorie möglich geworden. Diese wurde in den bisherigen Arbeiten [2]) im wesentlichen bestätigt, doch kamen die Dämpfungskonstanten etwas größer heraus, als die Theorie erwarten läßt.

Es ist nun die Frage, welche Rolle bei der Schallausbreitung in Röhren die molekulare Absorption spielt. KNESER und KNUDSEN haben diese in den letzten Jahren weitgehend am Sauerstoff erforscht, und KNESER hat die Theorie dazu gegeben [3]). Die molekulare Absorption des Sauerstoffs beruht auf einer verzögerten Einstellung der Schwingungsenergie der O_2-Moleküle gegenüber der der Energie der übrigen Freiheitsgrade bei adiabatischen Kompressionen des Gases. Es zeigte sich, daß im Bereiche der Hörfrequenzen bei der Ausbreitung der ebenen Schallwelle in freier Luft

[1]) G. KIRCHHOFF, Pogg. Ann. 134 (1868), S. 177.

[2]) H. LICHTE, Elektr. Nachr.-Techn. 4 (1927), S. 304; H. TISCHNER, Elektr. Nachr.-Techn. 7 (1930), S. 192; K. O. LEHMANN, Ann. Physik 21 (1934), S. 533; E. WAETZMANN und L. KEIBS, Ann. Physik 22 (1935), S. 247.

[3]) H. O. KNESER, J. Acous. Soc. Am. 5 (1933), S. 122; Z. techn. Physik 16 (1935), S. 213; V. O. KNUDSEN, J. Acous. Soc. Am. 5 (1933), S. 112; 6 (1934), S. 199; H. O. KNESER und V. O. KNUDSEN, Ann. Physik 21 (1934), S. 682; V. O. KNUDSEN und L. OBERT, J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), S. 249. Weitere Literatur in den genannten Arbeiten.

die molekulare Absorption die auf innerer Reibung und Wärmeleitung beruhende klassische (KIRCHHOFFsche) so überwiegt, daß diese vernachlässigt werden kann. Für die Vorgänge im KUNDTschen Rohre dagegen erwies sich die KIRCHHOFFsche Theorie als ausreichend (s. o.).

Im Rohre wird nun der klassische Anteil der Absorption auf Grund des Einflusses der Rohrwand gegenüber der Absorption bei freier Ausbreitung stark vergrößert, während man annehmen muß, daß die molekulare Absorption der ebenen Welle im Rohre die gleiche ist wie die der in freier Luft fortschreitenden. Unter dieser Annahme kommt man zu dem Ergebnis, daß im Rohre die klassische Absorption der Luft die molekulare stark überwiegt, was dem experimentellen Befund der bisherigen Arbeiten [2]) entspricht. Es wird zur Deutung der Meßergebnisse der vorliegenden Arbeit die Hypothese [4]) gemacht, daß die Dämpfungskonstanten für die ebene Schallwelle im Rohre sich in erster Näherung additiv aus zwei Anteilen zusammensetzen, nämlich aus dem von KIRCHHOFF unter Berücksichtigung der inneren Reibung und der Wärmeleitung für das Rohr berechneten klassischen [1]) und aus dem von KNESER für die im Freien fortschreitende ebene Welle berechneten molekularen Anteil [3]). In bezug auf den klassischen Anteil wird im Einklang mit den Ergebnissen anderer Autoren [2]) eine Vergrößerung der gemessenen Dämpfungskonstanten gegenüber den nach KIRCHHOFF berechneten gefunden. Die prozentuale Abweichung ergibt sich in der vorliegenden Arbeit dank der Genauigkeit der Methode innerhalb enger Grenzen gleich groß für verschiedene Gase und in verschiedenen Röhren. Dieser Befund gilt auch noch für einen weiten Bereich kleinerer Drucke, auf den die Messungen ausgedehnt werden. Die molekulare Absorption des Sauerstoffs und der Luft wird zum ersten Male im Rohre nachgewiesen, und es ergibt sich quantitativ Übereinstimmung mit den Ergebnissen KNESERS und KNUDSENS.

[4]) Die KNESERsche Theorie muß in die KIRCHHOFFsche eingebaut werden; da dies bisher noch nicht geschehen ist, wird die Arbeitshypothese gemacht.

II. Zur Theorie der Schallabsorption von Gasen im Rohr

KIRCHHOFF setzt in seiner Arbeit [1]) kleine Geschwindigkeiten, kleine Änderungen der Dichte, des Druckes, der Temperatur usw. voraus und beschränkt sich auf die Betrachtung reiner Töne. Für den Fall der achsensymmetrischen Schallausbreitung in einem zylindrischen Rohre kommt er unter der Voraussetzung, daß die Abhängigkeit der Temperaturschwankungsamplitude und der Komponenten der Schnelle- (Geschwindigkeits-) Amplitude vom Ort x der Rohrachse ausschließlich durch den Faktor $e^{\gamma x}$ gegeben ist, daß ferner das Gas an der Rohrwand fest haftet, und daß dort die Temperaturschwankungsamplitude gleich 0 ist [5]), und unter gewissen mathematischen Einschränkungen (s. u.) zu dem Ergebnis, daß bei Röhren mit geeigneter Weite eine im wesentlichen ebene Welle auftritt; das Geschwindigkeits- bzw. Temperaturgefälle findet in einem sehr kleinen Bereich dicht an der Rohrwand statt.

Als Lösung für die Axialkomponente v_x der Schnelleamplitude wird gefunden (unter Abänderung der Bezeichnungen gemäß dem heutigen Gebrauch)

$$v_x = (B_1 e^{\gamma x} + B_2 e^{-\gamma x})\, e^{i\omega t}$$

(B_1 und B_2 sind willkürliche komplexe Konstanten), wobei $\gamma = \beta + i\alpha$,

$$\beta = \frac{1}{ar}\sqrt{\frac{\omega}{2}}\sqrt{\frac{\eta}{\varrho_0}}, \tag{1}$$

$$\alpha = \frac{\omega}{a}\left(1 + \frac{1}{r}\frac{1}{\sqrt{2\omega}}\sqrt{\frac{\eta}{\varrho_0}}\right) \approx \frac{\omega}{a}$$

bei kleiner Dämpfung,

$$\sqrt{\eta_l} = \sqrt{\eta}\left(1 + \left(\sqrt{\varkappa} - \frac{1}{\sqrt{\varkappa}}\right)\sqrt{K}\right), \tag{1a}$$

r = Rohrradius,

$a = \sqrt{\frac{\varkappa p_0}{\varrho_0}}$ = Schallgeschwindigkeit nach LAPLACE,

$\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ = Verhältnis der spezifischen Wärmen,

[5]) S. dazu P. S. HENRY, Proc. physic. Soc. 43 (1931), S. 340. — HENRY unterzieht die KIRCHHOFFsche Theorie einer eingehenden Kritik. Er findet, daß die vereinfachenden Voraussetzungen KIRCHHOFFS (Haften und Temperaturkonstanz des Gases an der Wand) keine wesentlichen Fehler an den Ergebnissen der Theorie bewirken.

p_0 = Gasdruck,
ϱ_0 = Gasdichte,
$\omega = 2\pi f$ = Kreisfrequenz,
η = Koeffizient der inneren Reibung,
bei Zimmertemperatur ist

$$K = \begin{cases} 2{,}5 \text{ für einatomige Gase,} \\ 1{,}9 \text{ für zweiatomige Gase,} \\ 1{,}5\text{—}1{,}75 \text{ für mehratomige Gase.} \end{cases}$$

Der Faktor K stammt aus der Gleichung $\frac{\lambda'}{\eta} = K c_v$, wo λ' den Wärmeleitungskoeffizienten des Gases bedeutet. MAXWELL fand unter speziellen Annahmen für einatomige Gase $K = \frac{5}{2}$, und KIRCHHOFF benutzt in seiner Theorie diesen Wert. In neueren theoretischen und experimentellen Arbeiten[6]) wird gefunden, daß für K einer der oben angegebenen Werte zu setzen ist je nach der Zahl der Atome eines Gasmoleküls. In einigen der experimentellen Arbeiten[2]) werden die Dämpfungskonstanten β für Luft noch mit dem von KIRCHHOFF angegebenen Wert $K = 2{,}5$ statt mit $K = 1{,}9$ berechnet. Mit dieser Zahl werden die berechneten Dämpfungskonstanten um 5% gegenüber den mit $K = 2{,}5$ berechneten verkleinert, und die Abweichung der beobachteten Konstanten von den berechneten wird vergrößert.

In dem KIRCHHOFFschen Lösungsgange für das Rohr treten BESSELsche Funktionen erster Art nullter und erster Ordnung auf mit drei verschiedenen Argumenten. Die obenerwähnten mathematischen Einschränkungen bestehen darin, daß KIRCHHOFF im ersten Falle das Argument als klein gegen 1 voraussetzt; die Entwicklung der BESSELfunktionen in Potenzreihen kann dann nach dem ersten Gliede abgebrochen werden. In den beiden anderen Fällen sollen die Argumente genügend große Beträge annehmen; die BESSELfunktionen erster Art lassen sich dann durch die dritter Art (HANKELfunktionen) asymptotisch darstellen (Entwicklung nach fallenden Potenzen des Argumentes), und man kann die Summen in der asymptotischen Darstellung nach dem ersten Gliede abbrechen. Die Argumente sind nun dem Rohrradius r proportional, ferner hängen sie von der Dichte ϱ_0 bzw. dem Druck p_0 des Gases, vom Reibungskoeffizienten η, von der Schallgeschwindigkeit a und von der Frequenz f ab. Diese Größen werden auf Grund der mathematischen Einschränkungen bestimmten Bedingungen unterworfen. Wenn man beispielsweise Druck, Temperatur und Frequenz vorgibt, kann man r nicht mehr beliebig wählen, der Bereich der zulässigen Beträge von r ist nach oben und nach unten begrenzt. Bei den in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Versuchen bei Zimmertemperatur wurden Röhren vom Radius $r = 4$ cm benutzt, der Frequenzbereich erstreckte sich von etwa 700—4000 Hz. Bei Atmosphärendruck sind dann die Voraussetzungen in bezug auf die Argumente der BESSELfunktionen sicher erfüllt und auch die sonstigen Vernachlässigungen KIRCHHOFFs erlaubt. Dasselbe gilt für einen weiten Bereich kleinerer Drucke. Die numerische Abschätzung ergab für Luft eine untere Grenze von etwa 5 mm Hg; die Welle im Rohre ist dann auch als eben anzusehen, wenn man von der Gasschicht in unmittelbarer Nähe der Wand absieht. Es ist zu bemerken, daß weder die Schallgeschwindigkeit a noch in diesem Druckbereich der Reibungskoeffizient η vom Druck abhängen, die freie Weglänge der Gasmoleküle ist noch so klein, daß die Gleitung und der Temperatursprung an der Rohrwand keine Rolle spielen und man das Gas als fest an der Wand haftend und die Temperatur dort als konstant annehmen darf, wie es die KIRCHHOFFsche Hypothese erfordert[5]).

Es ist zu bemerken, daß eine genauere Abschätzung des Druckbereiches, in dem die KIRCHHOFFsche Lösung gilt, nach unten ohne besonderes Interesse ist. Es wird sich, wenn man zu immer kleineren Drucken übergeht, ein mathematisch schwer zu erfassendes Übergangsgebiet an den oben abgeschätzten Bereich anschließen. Interessante und der mathematischen Behandlung leichter zugängliche Verhältnisse sind erst wieder dann zu erwarten, wenn die freie Weglänge der Gasmoleküle in die Größenordnung der Apparaturdimensionen kommt bzw. groß gegen diese wird.

Für die im Freien fortschreitende ebene Welle findet KNESER[3]) für die Konstante der molekularen Absorption m (cm^{-1}) des Sauerstoffs bzw. der Luft, wenn m durch die Gleichung $J_x = J_0 e^{-mx}$ definiert ist (J_0 und J_x bedeuten die Schallintensität), den Ausdruck

$$(2) \qquad m = \frac{\mu}{\lambda} = \frac{2\mu_{max}}{a} \frac{f_{max}}{1 + \frac{f_{max}^2}{f^2}}.$$

[2]) A. EUCKEN, Physik. Z. 14 (1913), S. 324.

Die auf die Wellenlänge λ bezogene Absorptionskonstante μ hat ein Maximum bei der Frequenz $f_{max} = \frac{1}{2\pi\tau}$, wo τ der Einstelldauer der Schwingungsenergie entspricht. KNESER findet

$$\mu_{max} = \pi \frac{R C_i}{C (C + R)}, \tag{2a}$$

R = Gaskonstante,

C = Molwärme bei konstantem Volumen $\left(C \approx \frac{5}{2} R\right)$,

C_i = Schwingungswärme.

Der Maximalwert μ_{max} hängt nur von der absoluten Temperatur T ab, von anderen Zustandsgrößen nicht, er ist also insbesondere vom Druck unabhängig; die Abhängigkeit von kleinen Fremdgasbeimengungen kann vernachlässigt werden. Die Frequenz f_{max}, bei der das Maximum μ_{max} erreicht wird, ist sehr stark von Fremdgasbeimischungen abhängig. Für sehr reinen Sauerstoff fanden KNESER und KNUDSEN eine abnorm große Einstelldauer der Schwingungsenergie von der Größenordnung 10^{-3} sec, demgemäß nimmt f_{max} sehr kleine Beträge von der Größenordnung 100 Hz an; f_{max} wächst mit zunehmendem Fremdgasgehalt, der Zusammenhang zwischen f_{max} und der Fremdgaskonzentration h (Verhältnis der Molekülzahl der Fremdgasbeimengung zu der des Sauerstoffs) wurde von den beiden Autoren genauer untersucht, desgleichen in Luft die Abhängigkeit von f_{max} vom Feuchtigkeitsgehalt. Sowohl beim Sauerstoff als auch im Falle der Luft liegt f_{max} bei kleinen Fremdgaskonzentrationen im Bereich der Hörfrequenzen. Für Stickstoff ist C_i bei Zimmertemperatur so klein, daß keine merkliche molekulare Absorption auftritt, demzufolge ist für Luft C_i und damit μ_{max} kleiner zu erwarten als für Sauerstoff entsprechend dem Sauerstoffgehalt der Luft von 21%. Die von KNESER und KNUDSEN beobachteten μ_{max} in Sauerstoff und Luft stimmen gut mit den berechneten überein.

Wenn man die Arbeitshypothese (s. o.) unter Benutzung der Ergebnisse KIRCHHOFFS und KNESERS auf den Absorptionskoeffizienten m anwendet, erhält man

$$m = m_1 + m_2, \tag{3}$$

wobei $m_1 = 2\beta$ auf dem Anteil der Absorption infolge von innerer Reibung und Wärmeleitung und m_2 auf dem molekularen Anteil beruht.

Für β ist der oben angegebene KIRCHHOFFsche Wert (1) einzusetzen (β bezieht sich auf die Schnelle bzw. den Schalldruck, m_1 dagegen auf die Energie, daher $m_1 = 2\beta$), also

$$m_1 = \frac{1}{a r} \sqrt{2\omega} \sqrt{\frac{\bar{\eta}}{\varrho_0}}; \tag{3a}$$

für m_2 wird der KNESERsche Wert gesetzt [Gl. (2)]

$$m_2 = \frac{2\mu_{max}}{a} \frac{f_{max}}{1 + \frac{f_{max}^2}{f^2}}. \tag{3b}$$

III. Die Methode der Schallabsorptionsmessung

Es wird eine Resonanzmethode benutzt. Das KUNDTsche Rohr der Länge l wird an einem Ende abgeschlossen durch die Kolbenmembran eines elektrodynamischen Schallsenders, deren Masse so groß ist, daß die Rückwirkung der Schallvorgänge im Rohr auf die Membran nicht merklich ist, am anderen durch ein Kondensatormikrophon; wegen der hohen Spannung der Mikrophonmembran darf man diesen Abschluß als praktisch starr ansehen (die experimentellen Untersuchungen darüber s. u.).

Man kann dann am Ort $x = 0$ der Kolbenmembran die Schnelleamplitude V vorgeben; am Ort $x = l$ der Kondensatormikrophonmembran ist $v_x = 0$ zu setzen. Damit sind die Randbedingungen für die ebene Welle im Rohre gegeben.

Es gilt dann, wenn $v_x = v(x)\, e^{i\omega t}$ gesetzt wird,

$$v(x) = B_1 e^{\gamma x} + B_2 e^{-\gamma x}$$

oder

$$v(x) = B_1' \mathfrak{Cof}\, \gamma x + B_2' \mathfrak{Sin}\, \gamma x,$$

für $x = 0$ soll sein

$$v(0) = V,$$

für $x = l$

$$v(l) = 0;$$

die Lösung ist

$$v(x) = V \frac{\mathfrak{Sin}\,\gamma\,(l-x)}{\mathfrak{Sin}\,\gamma\,l}.$$

Für die Schalldruckamplitude $p(x)$ erhält man damit, wenn man auf die hydrodynamische Bewegungsgleichung zurückgeht (eine der Ausgangsgleichungen der Theorie) und die Dämpfungsglieder vernachlässigt, was bei der kleinen Dämpfung bei allen in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Versuchen erlaubt ist,

$$p(x) = \varrho_0\, a\, V \frac{\mathfrak{Cof}\,\gamma\,(l-x)}{\mathfrak{Sin}\,\gamma\,l}.$$

Gemessen wird mit Hilfe des Kondensatormikrophons der Betrag des Schalldruckes p_e am Rohrende $x=l$. Es gilt

$$p_e = \frac{\varrho_0\, a\, V}{\mathfrak{Sin}\,\gamma\,l}.$$

Mit $\gamma = \beta + i\,\alpha$ wird

$$p_e = \frac{\varrho_0\, a\, V}{\cos\alpha\,l \cdot \mathfrak{Sin}\,\beta\,l + i \sin\alpha\,l \cdot \mathfrak{Cof}\,\beta\,l},$$

woraus man für den absoluten Betrag von p_e erhält

$$|p_e| = \frac{\varrho_0\, a\, V}{\sqrt{\mathfrak{Sin}^2\,\beta\,l + \sin^2\alpha\,l}}.$$

Der Schalldruck $|p_e|$ hat Resonanzstellen bei den durch die Gleichung $\alpha\,l = \pi\,n$, $n = 1, 2, 3, \ldots$ bestimmten Frequenzen f_0. Bei Vernachlässigung der Dämpfungskorrektur ist α gleich der Wellenzahl k, $\alpha = k = \frac{\omega}{a}$, und man erhält für die Resonanzfrequenzen f_0 den Ausdruck

$$f_0 = \frac{n\,a}{2\,l}; \tag{4}$$

n gibt die Zahl der halben Wellenlängen der stehenden Wellen im Rohr im Resonanzfall an.

Wenn man sich auf die Betrachtung einer kleinen Umgebung der Resonanzstellen f_0 beschränkt, die Frequenzen f dieser Umgebung seien durch $f = f_0 \pm \Delta f$ gegeben, wobei $0 \leq \Delta f \ll f_0$ sein soll, so erhält man bei Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung, die wiederum bei allen Versuchen der Arbeit erlaubt ist,

$$|p_e| = \frac{\frac{\varrho_0\, a\, V}{l}}{\sqrt{\beta_0^2 + (\Delta k)^2}}, \tag{5}$$

β_0 soll die Absorptionskonstante bei der Resonanzfrequenz f_0 bedeuten, $\Delta k = \frac{2\pi\,\Delta f}{a}$.

Gl. (5) beschreibt die Resonanzkurve des Schalldruckes am Rohrende, deren Halbwertbreite δ bestimmt werden soll; δ ist definiert durch die Gleichung $\delta = |f_1 - f_2|$, wobei f_1 und f_2 diejenigen Frequenzen oberhalb und unterhalb von f_0 sind, für die $|p_e|^2 = \frac{1}{2}|p_{e_{res}}|^2$ ist, $|p_{e_{res}}|$ sei die Resonanzamplitude ($\Delta f = 0$). Bei allen Versuchen dieser Arbeit ist δ so klein, d. h. die Resonanzkurven sind so steil, daß für alle Frequenzen zwischen f_1 und f_2 $\Delta f \ll f_0$ ist, wie oben angenommen wurde.

Trägt man $\left|\frac{p_{e_{res}}}{p_e}\right|^2$ als Funktion von $(\Delta f)^2$ graphisch auf, erhält man eine Gerade, die die Ordinatenachse bei $\left|\frac{p_{e_{res}}}{p_e}\right|^2 = 1$ schneidet, denn es ist

$$\left|\frac{p_{e_{res}}}{p_e}\right|^2 = 1 + \left(\frac{\Delta k}{\beta_0}\right)^2. \tag{5a}$$

Vorausgesetzt wird dabei, daß V über das ganze Frequenzintervall der Breite δ konstant ist, was aber wegen der Kleinheit der δ bei dem gegebenen Schallsender ohne weiteres erfüllt ist.

Für $\Delta f = \frac{\delta}{2}$ gilt dann

$$\left|\frac{p_{e_{res}}}{p_e}\right|^2 = 2 = 1 + \left(\frac{\pi\,\delta}{a\,\beta_0}\right)^2,$$

woraus folgt

$$\beta_0 = \frac{\pi\,\delta}{a}. \tag{6a}$$

Wenn man β_0 auf die gesamte Absorption (klassische und molekulare) im Rohre bezieht, erhält man für den Absorptionskoeffizienten der Energie $m_0 = 2\,\beta_0$

$$m_0 = \frac{2\,\pi\,\delta}{a}. \tag{6b}$$

Bei den Messungen wird δ gewonnen aus den quadratisch aufgetragenen Resonanzkurven, nämlich aus der zu der Ordinate $\left|\frac{p_{e_{res}}}{p_e}\right|^2 = 2$ gehörenden Abszisse $(\Delta f)^2 = \left(\frac{\delta}{2}\right)^2$ (vgl. Abb. 7.).

Die beiden Zweige der Resonanzkurve ($|p_e|$ als Funktion von $\pm\,\Delta f$ aufgetragen) rechts und links von f_0 müssen bei der quadratisch aufgetragenen Resonanzkurve zusammenfallen, d. h. man erhält für $+\,\Delta f$ und $-\,\Delta f$ die-

selbe Gerade. Das ist nur bei unverzerrten Resonanzkurven der Fall, und man hat damit ein empfindliches Kriterium für die Sauberkeit der Messungen (s. die Meßbeispiele Abb. 7).

IV. Die Apparatur

Die Anordnung der Apparatur ist aus der schematischen Skizze in Abb. 1 zu ersehen.

Zu dem bei den Messungen benutzten elektrodynamischen Schallsender gehört ein hochwertiger permanenter Topfmagnet. Die Kolbenmembran be-

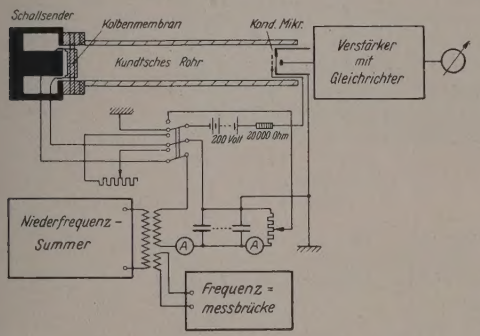

Abb. 1. Anordnung zur Messung der Schallabsorption in Gasen

steht aus einer dicken Messingkreisscheibe (Masse 530 g), auf die auf beiden Seiten 0,1 mm-Bronzebleche aufgeschraubt sind, die in der aus der Skizze ersichtlichen Weise eingespannt sind. Das Kondensatormikrophon wird in der Niederfrequenzschaltung betrieben[7]). Bei den ersten Messungen in einem Kundtschen Rohr aus Glas vom Radius $r = 4$ cm befand sich vor der Membran eine durchlöcherte Hilfselektrode, die isoliert in die Membranfassung eingeschraubt war. Der durch die Membran und das Gewinde der Hilfselektrode begrenzte zylindrische Hohlraum wurde so flach wie möglich gehalten; seine Tiefe ist klein gegenüber allen bei den Messungen vorkommenden Wellenlängen. Das Glasrohr war gegen den Schallsender durch einen dicken Gummiflansch, die zylindrische Fassung des Kondensatormikrophons gegen die Rohrwand mit Ventilschläuchen abgefedert. Eventuelle Fugen und Poren an den Gummifederungen wurden mit weißem Vakuumsiegellack abgedichtet.

Das Kundtsche Rohrsystem mit Schallsender und -empfänger wurde in eine Vakuumapparatur eingebaut. Lichtbild Abb. 2 zeigt das bei späteren Messungen verwandte Messingrohr in dieser Apparatur.

Rechts am Kundtschen Rohr der dynamische Schallsender, oben auf dem Rohr ein Ventil, das beim Evakuieren und bei Gasfüllungen geöffnet, bei den Absorptionsmessungen geschlossen sein muß; das Öffnen und Schließen geschieht mit Hilfe eines auf Schienen laufenden Weicheisenzylinders, der mit einem Magneten von außen bewegt wird. Zur Vakuumapparatur gehören eine mehrstufige Quecksilberdiffusionspumpe mit Vorpumpe, mehrere Kühlfallen, der Gasdruck wird bei kleinsten Drucken mit einem McLeod-Manometer, bei größeren Drucken mit einem Hg-U-Manometer gemessen. Die Rohrleitungen und die Bohrungen der Hähne wurden so weit gewählt, daß die Apparatur hochvakuumtechnisch einwandfrei ist. Abb. 3 zeigt die Gesamtapparatur während einer Helium-Umfüllung. Das im Rezipienten mit dem Kundtschen Rohr befindliche Helium wird mit Hilfe einer zwischengeschalteten Ölpumpe, die zusammen mit dem im Vordergrund sichtbaren Glaskolben-Aggregat vorevakuiert wird, in dieses übergefüllt. Das Verfahren, das im Kältelaboratorium[8]) der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt erprobt wurde, gestattet Umfüllen des Edelgases aus dem Kolbenaggregat in die Rohrapparatur und umgekehrt mit sehr kleinen Verlusten bei geringer Verunreinigung.

Den Wechselstrom zum Betrieb des Schallsenders liefert ein Niederfrequenzsummer (Röhrensender mit induktiver Rückkopplung). Der Lautsprecherstromkreis ist induktiv mit dem Schwingungskreis des Senders gekoppelt; er besitzt Induktivität und Kapazität und wird bei den Messungen auf Resonanz abgestimmt, wodurch eine gute Siebung des Lautsprecherstromes erreicht wird. Die Senderfrequenzen werden gemessen mit einer Siemens-Tonfrequenzmeßbrücke (s. Abb. 1). Legt man an den durch Kondensatormikrophonmembran und Hilfselektrode gebildeten Kondensator eine Gleichspannung und überlagert dieser eine sinusförmige Wechselspannung, die klein gegen die Gleichspannung sein muß, so wird, abgesehen von dem elektrostatischen Gleichdruck, ein Wechseldruck auf die Membran ausgeübt, der bei genügender Kleinheit der Wechselspannung dieser proportional und

[7]) E. Meyer, Hdb. Exp.-Physik XVII 2 (1934), S. 82.

[8]) Für wertvolle Ratschläge habe ich den Herren des Kältelabor. der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, für kostenlose Überlassung des Heliums Herrn Dr. Donandt zu danken.

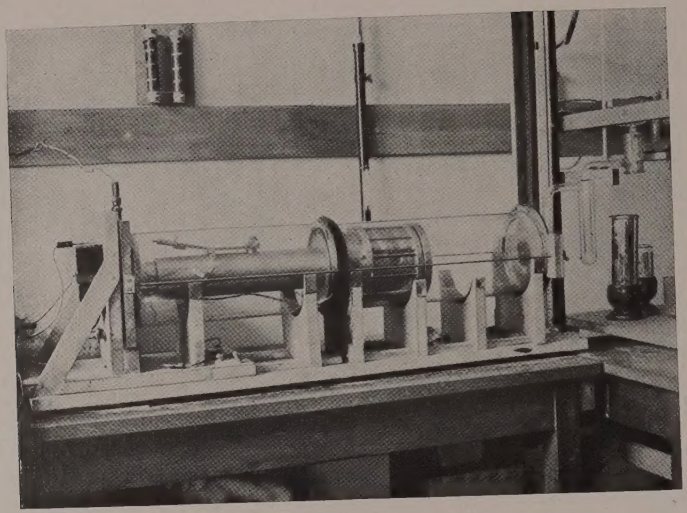

Abb. 2. Das KUNDTsche Rohr in der Vakuumapparatur

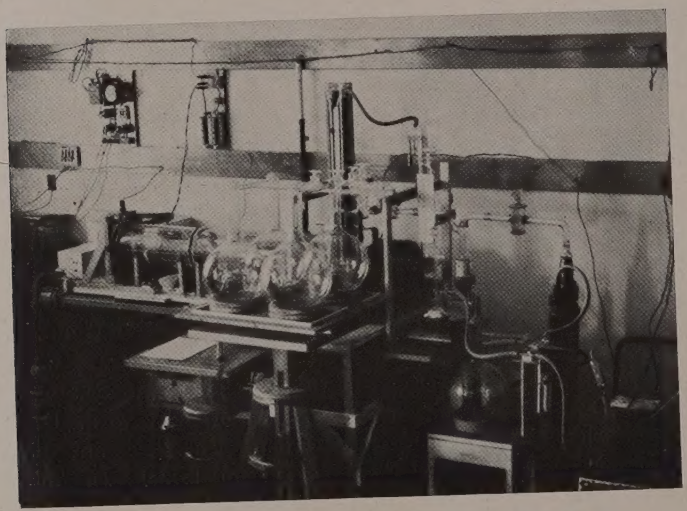

Abb. 3. Die Gesamtapparatur

sinusförmig ist [9]). Dieser Wechseldruck wurde zur Messung der Resonanzamplituden $|p_{e_{res}}|$ des Schalldruckes am Kondensatormikrophon benutzt. Im allgemeinen wurde dabei zunächst der $|p_{e_{res}}|$ proportionale Ausschlag A_{res} bei bestimmtem Lautsprecherstrom J an dem zum Gleichrichter des Kondensatormikrophonverstärkers gehörenden Anzeigeinstrument bestimmt (über die Proportionalität s. u.). Danach wurde in der aus dem Schaltschema in Abb. 1 ersichtlichen Weise mittels eines Umschalters der Schallsender abgeschaltet und durch einen Schiebewiderstand ersetzt, der so eingeregelt wurde, daß die Frequenz des Senders und die Resonanzabstimmung des Lautsprecherstromkreises erhalten blieben. An dem den Kondensatoren dieses Kreises parallel

[9]) E. MEYER, Hdb. Exp.-Physik XVII 2 (1934), S. 84.

geschalteten Widerstand von 10000 Ohm (Dekadenkurbelwiderstand), der die Schärfe der Resonanzabstimmung von J nur wenig beeinträchtigt, wurde dann die Wechselspannung der Resonanzfrequenz f_0 zur Erzeugung des kompensierenden Wechseldruckes auf die Kondensatormikrophonmembran abgegriffen. Die Ausschläge am Anzeigeinstrument des Verstärkers sind der abgegriffenen Wechselspannung proportional (s. u.), die aus Widerstand und Stromstärke bestimmt wird (s. Schaltbild Abb. 1, der kapazitive Widerstand der Kapazität Membran-Hilfselektrode ist groß gegen den Widerstand von 10000 Ohm). Man kann die Wechselspannung U_{res} bestimmen, die dem Ausschlag A_{res} entspricht, und es ist

$$|p_{e_{res}}| = \text{const}\, U_{res}\,. \tag{7}$$

Damit hat man ein Relativmaß für die Resonanzamplitude des Schalldruckes. Der Proportionalitätsfaktor ist von der Frequenz unabhängig, die Frequenzkurve des Kondensatormikrophonverstärkers geht in die Messung von $|p_{e_{res}}|$ nicht ein.

Die Kennlinie des Gleichrichters, die während der Messungen laufend kontrolliert wurde, ist so beschaffen, daß im Bereich zwischen 50 und 100 Skalenteilen des Anzeigeinstrumentes, der ausschließlich für die Messungen benutzt wurde, strenge Proportionalität zwischen dem Schalldruck $|p_e|$ und dem Ausschlag A des Instrumentes besteht.

Zur genauen Messung der kleinen Frequenzintervalle Δf in der Umgebung einer Resonanzstelle f_0 bei der Aufnahme der Resonanzkurven des Schalldruckes $|p_e|$ wird ein Drehkondensator im Schwingungskreis des Senders geeicht. Die Kapazität hängt linear vom Drehwinkel ab; bei kleinen Änderungen der Kapazität ändert sich die Senderfrequenz linear mit diesen. Der Proportionalitätsfaktor zwischen der Frequenzänderung Δf und dem Drehwinkel wird ermittelt: es wird die Resonanzfrequenz f_0 der stehenden Schallwelle im Kundtschen Rohr am Sender (Niederfrequenzsummer) eingestellt, und einer Wechselspannung dieser Frequenz, die induktiv vom Sender abgegriffen wird, wird mit Hilfe eines Überlagerungssummers eine Wechselspannung etwas kleinerer Frequenz überlagert; die entstehenden Schwebungen werden quadratisch gleichgerichtet, und der Differenzton wird mit einem Relaisfrequenzmesser [10]) gemessen. Die Änderung der Differenztonfrequenz in Abhängigkeit von der Änderung des Winkels am Drehkondensator wird bestimmt und damit der Proportionalitätsfaktor.

V. Vorversuche

Es mußte in einer Reihe von Vorversuchen sichergestellt werden, daß die oben beschriebene Methode eine einwandfreie Messung der Schallabsorption in Gasen gewährleistet. Außerdem wurden Kontrollmessungen durchgeführt, die ein Bild von der Genauigkeit der Methode geben.

Zunächst wurde die Verwendbarkeit des Kondensatormikrophons bei Unterdruck geprüft; es ergab sich einwandfreies Arbeiten bis zu kleinen Drucken; die kleinsten Drucke, bei denen Messungen durchgeführt wurden, lagen bei etwa 1 mm Hg.

Mit abnehmendem Druck zeigt die Frequenzkurve des Mikrophons (Wechselspannung am Gitter der 1. Verstärkerröhre in Abhängigkeit von der Frequenz bei konstantem Schalldruck, s. dazu [9])), die bei Atmosphärendruck bei Frequenzen oberhalb 100 Hz bis über 10000 Hz horizontal verläuft, infolge des Verschwindens des Luftpolsters zwischen Membran und Gegenelektrode [7]) ein mehr und mehr hervortretendes Maximum in der Gegend von 10000 Hz, das der tiefsten Eigenfrequenz der Membran entspricht. Die Empfindlichkeit des Mikrophons wächst, sie ist im Frequenzbereich der Messungen (700 bis 4000 Hz) bei 20 mm Hg etwa 5 mal so groß wie bei Atm.-Druck; die Resonanzstelle der Membran liegt weit oberhalb dieses Bereiches.

Die Schwingungseigenschaften der Kolbenmembran des Schallsenders wurden genauer untersucht.

Die Resonanzkurve (Schnelleamplitude V der Membran in Abhängigkeit von der Frequenz f bei konstanter Kraftamplitude bzw. konstantem Lautsprecherstrom J) in der Umgebung der tiefsten Eigenfrequenz bei 90 Hz wurde nach zwei verschiedenen Methoden aufgenommen. Ferner wurden mit Hilfe einer Gegenelektrode vom Durchmesser 2 cm die relativen Amplituden der Membran kapazitiv in der Hochfrequenz- und in der Niederfre-

[10]) Vgl. Hdb. Exp.-Physik XVII 2 (1934), S. 148.

quenzschaltung[11]) an drei Stellen der Membran gemessen, deren Lage aus Abb. 4 zu ersehen ist, und die Frequenzkurven (V als Funktion von f bei konstantem J) für diese drei Stellen wurden ermittelt (Abb. 4).

Bis zu Frequenzen von etwa 1000 Hz schwingt die Membran dank der doppelten Führung durch zwei Bronzebleche kolbenförmig (die Membranebenen senkrecht zur Rohrachse). Aus der Halbwertbreite der Reso-

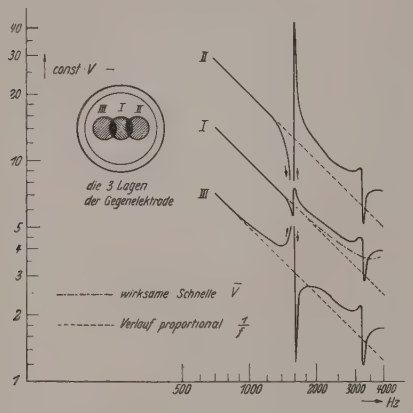

Abb. 4. Frequenzabhängigkeit der Schnelleamplitude V an 3 Stellen der Kolbenmembran. Die Kurven sind der besseren Übersichtlichkeit halber getrennt gezeichnet worden; sie sind so parallel zu sich selbst zu verschieben, daß alle zu gleichen Frequenzen gehörenden Punkte der geradlinigen Kurventeile der 3 Kurven unterhalb 1000 Hz zusammenfallen

nanzkurve bei 90 Hz bei Abstrahlung in den freien Raum ergibt sich eine so kleine Dämpfung, daß bei den kleinsten Frequenzen des Frequenzbereiches der Absorptionsmessungen (etwa 700 Hz) der Schwingungswiderstand schon ein reiner Massenwiderstand ist, daß also $V = \text{const}\,\frac{J}{i\,\omega\,m}$ ist, $m =$ Membranmasse, die Konstante ist bestimmt durch die Feldstärke im Luftspalt und die Länge des Tauchspulendrahtes. Bei Schallabstrahlung in das Kundtsche Rohr muß der Schallwiderstand $Z = \frac{p\,(x)}{v\,(x)} = \varrho_0\, a\, \mathfrak{Ctg}\, \gamma\,(l - x)$ an der Membran $(x = 0)$ berücksichtigt werden, der im Reso-

[11]) Hdb. Exp. Physik. XVII 2, E. Meyer, Kap. II, § 5; E. Lübcke, Kap. III, § 3. — Die Niederfrequenzschaltung zeigte eine größere Unempfindlichkeit gegen Erschütterungen.

nanzfall bei Atm.-Druck bei kleinen Frequenzen so große Beträge annimmt, daß die Rückwirkung des Luftschalles auf die Membran merklich wird (V nicht konstant über die Halbwertbreite der Resonanzkurven von $|p_e|$). Durch Z ist die untere Grenze des Frequenzbereiches der Absorptionsmessungen bestimmt. Bei Frequenzen oberhalb 700 Hz fällt der Betrag von Z sicher nicht mehr ins Gewicht, und die Membran schwingt unabhängig von den Schallvorgängen im Rohr. Bei höheren Frequenzen zeigen sich starke Abweichungen von der Form der Kolbenschwingung, so hat bei 1600 Hz die Membran trotz der doppelten Führung eine scharfe Resonanz, bei der sich eine Knotenlinie längs eines Membrandurchmessers ausbildet, rechts und links von dieser schwingt sie in entgegengesetzter Phase (s. Abb. 4). Eine weitere Resonanz tritt bei etwa 3200 Hz auf. Die der Kolbenschwingung überlagerten Schwingungen der Membran, bei denen diese sich unterteilt, tragen wenig zur Erzeugung und Aufrechterhaltung der stehenden Welle im Kundtschen Rohre bei[12]). Auch bei den Frequenzen oberhalb 1000 Hz ist dafür im wesentlichen die Kolbenschwingung maßgebend, so daß die Messung der Halbwertbreite δ nicht dadurch beeinträchtigt wird, daß die Randbedingung $v(0) = V$ (alle Punkte der Membran in Phase) nicht mehr erfüllt ist.

Es ist hierzu noch zu bemerken, daß die stehende Welle im Rohre bei der Messung der Resonanzkurven von $|p_e|$ eine bevorzugte Eigenschwingung der Gassäule im an beiden Enden abgeschlossenen Rohre darstellt; die Anregung erfolgt in der Frequenz der Eigenschwingung. Es kommt dann sicher weniger darauf an, wie diese angeregt wird, als darauf, daß bei der Resonanzkurvenmessung die die Schwingung erzwingende Kraft über die Halbwertbreite konstant gehalten wird, und diese Bedingung erfüllt auch die unterteilt schwingende Membran, wenn man die engere Umgebung ihrer Resonanzstellen ausnimmt.

Die Wände der Kundtschen Röhren wurden so dick gewählt (Glasrohr 10 mm, Messingröhren 5 mm Wandstärke), daß ein Mitschwingen infolge der Anregung durch den

[12]) S. dazu den Verlauf der Frequenzkurve der wirksamen Schnelle $\bar{V}$ (Abb. 4 und 5); Def. v. $\bar{V}$ und von $\varphi\,(f)$ s. u.

Schalldruck des Gases im Rohre möglichst nicht in Frage kommt (s. dazu die Arbeit von HENRY [5]). Eine direkte Anregung von Rohrschwingungen durch den Schallsender wurde im Glasrohr dank den guten Gummiabfederungen vollständig vermieden; über den Körperschall im Messingrohr s. u.

Das Dichtschließen der Ventile an den Röhren wurde auf verschiedene Weisen geprüft, eine Vergrößerung der Dämpfung durch irgendwelche Eigenschaften der Ventile findet sicher nicht statt. Desgleichen stören bei Frequenzen unterhalb 4000 Hz noch nicht sog. Querresonanzen, das sind die nichtaxialen Eigenschwingungen der Gassäule im Rohre.

Die axialen Eigenfrequenzen genügen der Gleich. (4), die nichtaxialen hängen von r ab. Für $r = 4$ cm liegt nach RAYLEIGH [13]) die tiefste Querresonanz etwa bei 2500 Hz, die nächsthöheren folgen in unregelmäßigen Abständen von etwa 200 Hz aufeinander. Mit wachsender Frequenz wird die Lage der Eigenfrequenzen des Rohres immer dichter, und dieses entartet schließlich zu einer Nachhallkammer. Wegen dieses Umstandes ist der Frequenzbereich für die Absorptionsmessungen bei gegebener Rohrweite nach oben begrenzt. Die nichtaxialen Eigenfrequenzen wurden experimentell in der Nähe der berechneten festgestellt; die zu ihnen gehörenden Resonanzamplituden des Schalldruckes am Kondensatormikrophon waren klein gegen die der axialen Eigenschwingungen bei gleichem Lautsprecherstrom J.

Auch das Mitschwingen der Kondensatormikrophonmembran stört nicht merklich. Wenn man statt des starren Rohrabschlusses eine elastisch gebundene Wand von den Eigenschaften der Kondensatormikrophonmembran annimmt (kleine Masse, hohe Elastizität), so ergibt die mathematische Behandlung des Problems, daß sich das Mitschwingen der Wand in einer Verkleinerung der Resonanzamplituden $|p_{e_{res}}|$ und in einer Verzerrung der Resonanzkurven äußern müßte. Diese wurde nicht beobachtet. Der Schalldruck im Resonanzfall $|p_{e_{res}}|$ läßt sich ohne Phasendrehung durch den elektrostatischen Wechseldruck (s. IV) kompensieren, so daß dabei die Kondensatormikrophonmembran wirklich starr ist. (Der Abgleich war von Ausschlägen $A_{res} = 100$ auf $A = 1$ bis 2 Skalenteile möglich, was nur bei einwandfrei gearbeiteten Hilfselektroden zu erreichen ist; s. E. MEYER [7]). Die in diesem Falle gemessenen U_{res} stimmten mit den nach der in IV beschriebenen Methode gemessenen innerhalb der Fehlergrenzen überein; die Richtung der Abweichung, die max. 3% betrug, wechselte unregelmäßig. Danach ist also der Rohrabschluß am Ende des Kondensatormikrophons als praktisch starr anzusehen.

Die Linearität aller Schwingungen (s. dazu die Voraussetzung KIRCHHOFFS kleiner Amplituden in II) wurde durch Klirrfaktormessungen und auf andere Weise kontrolliert, insbesondere ergaben sich die Halbwertbreiten δ bei allen Frequenzen f_0 unabhängig von J im Bereich $1 \text{ mA} \leq J \leq 100 \text{ mA}$ ($J = 100$ mA waren die größten bei den Messungen benutzten Lautsprecherströme).

Die Fehlergrenzen aller gemessenen Größen wurden auf verschiedene Weise geprüft. Es ergab sich für die Kompensationsspannungen U_{res} ein maximaler Fehler von etwa $\pm 3\%$ für die hohen Frequenzen (bis 4000 Hz), für die tiefen ist der Fehler noch kleiner. Der Fehler der Siemens-Frequenzmeßbrücke und damit der der Resonanzfrequenzen f_0 ist kleiner als $\pm 1\%$. Der Fehler der Halbwertbreite δ, in den der Fehler der Drehkondensatoreichung eingeht, ist von der Größenordnung des Fehlers von U_{res}. (Die Reproduzierbarkeit der δ ist aus Tabelle 3 zu ersehen.)

Die ersten Messungen der Halbwertbreiten δ im Glasrohr in Luft ergaben bei Atmosphären- und bei Unterdruck für $n = 3$, $f_0 = 775$ Hz, Werte, die etwa 15% größer waren, als die KIRCHHOFFsche Theorie verlangt; mit wachsender Frequenz nahm oberhalb 2000 Hz die prozentuale Abweichung vom theoretischen Wert zu. Einige Messungen in Stickstoff zeigten einen entsprechenden Frequenzgang. Da N_2 keine molekulare Absorption zeigt, konnte diese nicht die Ursache für die Abweichung des Frequenzganges der δ von dem nach KIRCHHOFF theoretisch zu erwartenden ($\delta \sim \sqrt{f_0}$) sein. Auf Grund einer Meßreihe in Helium,

[13]) Lord RAYLEIGH, The Theory of Sound II. § 340.

dessen Schallgeschwindigkeit etwa dreimal so groß ist wie die der Luft, ließ sich die wahrscheinlichste Ursache ermitteln (s. u.).

Nach der Theorie sollen bei konstanter Dichte ϱ_0 bzw. konstantem Druck p_0 folgende Beziehungen bestehen:

$$(5') \qquad |p_{e_{res}}| = \text{const} \cdot \frac{V}{\delta} \quad \text{nach (5) u. (6a)},$$

$$(7) \qquad |p_{e_{res}}| = \text{const} \cdot U_{res},$$

wobei in beiden Fällen der konstante Faktor nicht von der Frequenz abhängt.

Gleich. (5') gilt auch noch bei Vergrößerung von δ infolge von Energieverlusten an den Rohrenden, sofern die Gesamtabsorption genügend klein bleibt.

Wie die Untersuchung der Schwingungsformen der Kolbenmembran gezeigt hat, schwingt diese bei höheren Frequenzen nicht kolbenförmig, doch kann man eine wirksame Schnelleamplitude $\overline{V}$ definieren, die derjenigen reinen Kolbenschwingung entspricht, die den gleichen Schalldruck im Rohr erzeugen würde wie die tatsächliche nicht kolbenförmige Membranschwingung. Es ist anzunehmen, daß der Frequenzgang von $\overline{V}$ außerhalb der Resonanzstellen der Kolbenmembran den drei Frequenzkurven in Abb. 4 nahekommt; diese zeigen im wesentlichen einen $\frac{1}{\omega}$ bzw. $1/f$ proportionalen Verlauf. Die Abweichung von diesem sei durch die Funktion $\varphi(f)$ gegeben, die durch die Gleichung definiert ist

$$(8) \qquad \overline{V} = \text{const} \cdot \frac{\varphi(f)}{f}.$$

Aus den Gl. (5'), (7) und (8) erhält man die Beziehung

$$(9) \qquad \frac{U_{\text{res}} \cdot \delta \cdot f_0}{\varphi(f_0)} = C,$$

wo C eine Konstante der Apparatur und des Gases, in dem die Messungen durchgeführt werden, bei dem konstanten Druck p_0 ist; C ist also frequenzunabhängig. Die experimentelle Prüfung der Gl. (9) gibt ein Bild von der Genauigkeit der Methode, sie wurde in den oben genannten Gasen Luft, N_2 und He in je einer Meßreihe bei konstantem Druck p_0 durchgeführt (in Luft $p_0 = 150$ mm Hg, in Stickstoff $p_0 = 800$ mm Hg, im Helium $p_0 = 790$ mm Hg). Da die Funktion $\varphi(f)$ nicht bekannt ist, wurde C für eine Frequenz f_0 möglichst unterhalb 1000 Hz bestimmt, wo sicher $\overline{V} \sim J/f$ (vgl. oben) und $\varphi(f) = 1$ ist. Mit diesem Wert von C wird $\varphi(f_0)$ für die Frequenzen f_0 oberhalb 1000 Hz aus Gl. (9) mit Hilfe der völlig unabhängig voneinander bestimmten Werte von δ, f_0 und U_{res} berechnet. Tabelle 1 zeigt die in der angegebenen Weise berechneten Werte von $\varphi(f_0)$ im He.

Die Werte von δ und f_0 sind Mittelwerte aus mehreren Einzelmessungen. Die U_{res} einer Meßreihe wurden stets nacheinander an einem Tage gemessen und die Reproduzierbarkeit der ersten Messung am Ende der Reihe kontrolliert, weil die Konstante in (7) sich aus verschiedenen Gründen im Laufe der Zeit etwas ändern kann. Das Helium war in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gereinigt worden. Die Verunreinigung durch Luft beim Umfüllen kann aus der Abweichung der Schallgeschwindigkeit im Gasgemisch Helium-Luft von der im reinen Helium abgeschätzt werden, sie ist kleiner als 1 Mol%; die Schallgeschwindigkeit im Gasgemisch erhält man aus Gl. (4) mit $\frac{f_0}{n} = 747$ Hz und der bekannten Rohrlänge l.

Tabelle 1

Meßreihe im Helium

n	f_0 [Hz]	δ [Hz]	U_{res} [Volt]	$\frac{f_0}{n}$ [Hz]	$\varphi(f_0)$
1	748	8,78	31,0	748	1
2	1486	12,4	10,8	743	0,98
3	2250	15,5	6,18	750	1,06
4	2986	17,9	4,48	747	1,17
5	3750	20,7	3,66	750	1,39

$p_0 = 790$ mm Hg, Temp. 20° C

Mittelwert $\frac{f_0}{n} = 747$ Hz $\pm 0{,}5\%$.

In derselben Weise wie aus der Meßreihe im He wurden aus den Meßreihen im Glasrohr in Luft und N_2 Werte $\varphi(f_0)$ ermittelt. Das Ergebnis ist in Abb. 5 graphisch dargestellt. Durch die Meßpunkte läßt sich eine glatt verlaufende Kurve legen, durch die die Frequenzabhängigkeit der wirksamen Schnelleamplitude $\overline{V}$ gemäß Gl. (8) bestimmt ist[14]). Die Streuung der Meßpunkte um diese Kurve beträgt max. $\pm 5\%$. In die Berechnung von $\varphi(f_0)$ gehen

[14]) Die Frequenzkurve von $\overline{V}$ ist in Abb. 4 aufgetragen zum Vergleich mit den Frequenzkurven für die drei Membranstellen.

die Fehler von δ, f_0 und U_{res} ein, die sich addieren. Danach ist anzunehmen, daß die Beträge der Fehler von δ und U_{res} kleiner als 5% sind. Dieser Befund bestätigt die früheren Abschätzungen der Genauigkeit der

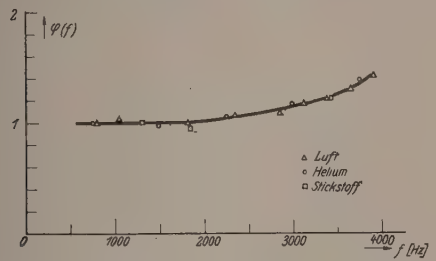

Abb. 5. Abweichung der wirksamen Schnelle $\overline{V}$ der Kolbenmembran vom Verlauf $\overline{V} \sim \frac{1}{f}$

einzelnen Größen. Das Ergebnis der Untersuchungen in bezug auf die Konstante C zeigt, daß die Beziehungen (5′) und (7) erfüllt sind.

Die gemessenen Halbwertbreiten $\delta_{beob.}$ wurden verglichen mit den gemäß der KIRCHHOFFschen Theorie aus

$$\delta = \frac{1}{r\sqrt{\pi}} \sqrt{f_0} \sqrt{\frac{\overline{\eta}}{\varrho_0}} \quad \text{(s. Gl. (1) u. Gl. (6a))}$$

der

$$\delta = c \sqrt{\frac{f_0}{p_0}} \tag{1'}$$

berechneten.

Der Faktor c wurde für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Gase für 20° C mit Hilfe der Werte der Tabelle 2 berechnet; c ändert sich nur wenig bei kleinen Temperaturänderungen.

Tabelle 2

Gas	Gasdichte $\times 10^3$ bei 0° C und 760 mm Hg	$\eta \cdot 10^4$ bei 20° C	K	$\varkappa$	$c\left[\left(\frac{\text{mm Hg}}{\text{sec}}\right)^{\frac{1}{2}}\right]$
Luft	1,293	1,82	1,9	1,40	2,22
N_2	1,251	1,74	1,9	1,40	2,20
O_2	1,429	2,05	1,9	1,40	2,24
He	0,1785	1,97	2,4	1,66	7,58

(In bezug auf den Wert $K = 2{,}4$ für He s. EUCKEN[6]).)

Die Abweichungen der $\delta_{beob.}$ von den berechneten Werten $\delta_{ber.}$ in Prozenten wurde in Abb. 6 als Funktion von n, also als Funktion der Wellenlänge λ_0 dargestellt $\left(\lambda_0 = \frac{2l}{n}\right)$.

Der Verlauf der Kurven läßt sich zwanglos deuten, wenn man annimmt, daß die Beziehung (1′) erfüllt ist, was die Frequenz- und die Druckabhängigkeit der δ angeht, daß aber der Faktor c um etwa 15—20% größer ist als der nach KIRCHHOFF berechnete, und daß bei kurzen Wellenlängen ($n > 3$) eine zusätzliche Schallschluckung durch nicht durchgehende Poren an den Rohrenden (etwa am Gewinde der Hilfselektrode des Kondensatormikrophons) und damit eine Vergrößerung der δ auftritt. Diese Deutung wird durch den späteren Befund im Messingrohr (s. Abschn. VI) gestützt.

Solange die Wellenlänge groß gegen die Tiefe der Poren ist, findet durch diese keine merkliche Schallschluckung statt (vgl. das Verhalten poröser Materialien endlicher Schichtdicke vor einer starren Wand[15])); dementsprechend verläuft die He-Kurve bis $n = 3$ horizontal. Es ist zu bemerken, daß durchgehende Löcher eine stärkere Dämpfung der tiefen Frequenzen bewirken würden. Die molekulare Absorption kann in der Meßreihe in Luft bei Unterdruck vernachlässigt werden (s. weiter u.).

Aus dem glatten Verlauf der δ-Kurven (s. Abb. 6) folgt, daß die Querresonanzen im Rohre und die nicht kolbenförmigen Ober-

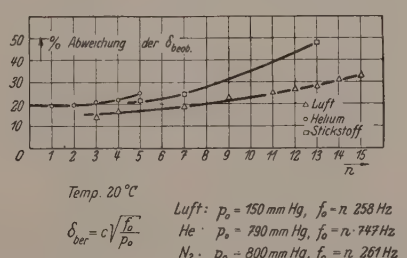

Abb. 6. Prozentuale Abweichung der $\delta_{beob.}$ von den $\delta_{ber.}$

schwingungen der Kolbenmembran die Genauigkeit der δ-Messungen tatsächlich nicht beeinträchtigen.

Nach dem Ergebnis der Messungen im Glasrohr konnte auf die Hilfselektrode am Konden-

[15]) L. CREMER, Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 333.

satormikrophon verzichtet werden. Dieses erhielt eine neue Fassung derart, daß Membran und Vorderseite der Fassung sehr nahe in einer Ebene lagen; die Rohrlänge l wird dadurch noch schärfer definiert. Es wurden im folgenden Absorptionsmessungen in glatten Messingröhren vom Radius $r = 4$ cm durchgeführt, in denen eine einwandfreie Abdichtung der Rohrenden leichter zu erreichen ist. Dabei wurde auf eine gute Körperschallisolation zugunsten einer guten Abdichtung verzichtet.

Das Kondensatormikrophongehäuse wurde fest in das Rohr eingeschraubt, das Gewinde wurde mit zähem Vakuumgummifett gedichtet. Zwischen Messingrohr und Schallsender wurde nur ein 2 mm starker Gummiring verwandt, und das Rohr wurde fest gegen die Fassung der Kolbenmembran geschraubt.

Zur Klärung der Frage, welche Vergrößerung der Gesamtabsorption im Rohre nach Entfernung der Hilfselektrode und nach sorgfältiger Abdichtung der Rohrenden infolge von Energieverlusten an diesen noch auftreten können, wurden Vergleichsmessungen in gewöhnlicher Zimmerluft in 2 Messingröhren vom Radius $r = 4$ cm mit den Längen $l_1 = 40$ cm und $l_2 = 60$ cm durchgeführt bei den zu $\frac{\lambda_0}{2} = 20$ cm, 10 cm und 5 cm gehörenden n_1 und n_2 $\left(\frac{l_1}{n_1} = \frac{l_2}{n_2} = \frac{\lambda_0}{2}\right.$; im 40 cm Rohr $n_1 = 2{,}4$ und $\left.8\right)$.

Es könnten beispielsweise neben den Verlusten infolge der Porendämpfung auch Energieverluste infolge von Wärmeleitung an den Rohrenden stattfinden. An den Enden treten im Resonanzfall Temperaturschwankungsbäuche auf, während die Temperatur der Metallmembran als konstant anzusehen ist (vgl. die KIRCHHOFFschen Randbedingungen in II und [5]). Das Temperaturgefälle vom Temperaturbauch zur Membran muß an dieser in einer dünnen Gasschicht stattfinden, die die Rolle des Wärmeisolators gegen die Membran übernimmt.

Es sei δ_0 die Halbwertbreite bei fehlenden Rohrendenverlusten; wenn solche auftreten, müßten die δ in den beiden Röhren vergrößert werden gemäß der Beziehung $\delta = \left(1 + \frac{q}{n}\right) \delta_0$, wobei die Konstante q von der Größe der Endenverluste abhängt. Wenn diese in beiden Röhren bei gleichen Resonanzamplituden $|p_{e_{res}}|$ gleich groß sind (gleiches q für beide Röhren), muß danach δ_1 im kürzeren Rohr größer sein als δ_2 im längeren, und wenn man

$$\delta_1 = \delta_2 (1 + \varepsilon)$$

setzt, muß gelten

$$\delta_0 = \delta_2 \left(1 + \frac{n_1}{n_2 - n_1} \varepsilon\right).$$

Bei allen unmittelbar nacheinander durchgeführten Vergleichsmessungen bei gleichem $\frac{\lambda_0}{2}$ stimmten die δ_1 und δ_2 innerhalb der Fehlergrenzen überein, die Mittelwerte der δ über zahlreiche Messungen für jedes Rohr stimmten genau überein bei den Frequenzen $f_0 = 855$ Hz, 1710 Hz und 3440 Hz. Man darf deshalb schließen, daß Rohrendenverluste in dem bei den späteren Messungen (s. u.) verwandten Messingrohr von 40 cm Länge die Ergebnisse nicht wesentlich fälschen können.

Der kleine Anstieg von δ bzw. c bei $n = 7{,}8, \ldots$ im N_2 (s. Tab. 3) kann trotzdem evtl. auf beginnende Rohrendenverluste zurückzuführen sein, denn eine Vergrößerung von δ_1 gegenüber δ_2 um nur 1% würde einer Vergrößerung von δ_1 gegenüber δ_0 von 3% entsprechen. Daß die molekulare Absorption der Luft bei den Vergleichsmessungen keine wesentliche Rolle spielen konnte, wurde aus der guten Reproduzierbarkeit der δ an verschiedenen Tagen geschlossen (Änderung der relativen Luftfeuchtigkeit und damit Änderung der molekularen Absorption). Tatsächlich ist nach der Arbeitshypothese Gl. (3) und den Ergebnissen KNESERS und KNUDSENS im Frequenzbereich 700—4000 Hz bei normalen relativen Luftfeuchtigkeiten (> 50%) der molekulare Anteil der Schallabsorption im Rohr in Luft klein gegen den klassischen (s. dazu VI).

Zur Prüfung der möglichen Störungen der δ-Messungen infolge der direkten Anregung von Rohrschwingungen durch den Schallsender wurden im Vakuum, wo der Schalldruck der Gasschwingungen am Kondensatormikrophon fortfällt, die durch Körperschall erregten Schwingungen der Kondensatormikrophonmembran untersucht. Es zeigte sich, daß zwei scharfe Resonanzen bei 1725 Hz und in der Gegend von 3500 Hz auftreten, die im wesentlichen longitudinalen Eigenschwingungen des Rohres entsprechen (schwächere Körperschallresonanzen in der Nachbarschaft der zweiten Resonanzstelle).

Abb. 7 zeigt einige Beispiele quadratisch aufgetragener Resonanzkurven. Es wurden nur

unverzerrte Kurven ausgewertet. Die Verzerrung in zwei Beispielen der Abb. 7 ist auf Körperschallstörungen zurückzuführen. Bei Atmosphärendruck waren diese im allgemeinen vernachlässigbar klein und die Resonanzkurven unverzerrt (die einzige Ausnahme bildet das Beispiel in Luft, Abb. 7, bei dem eine Körper-

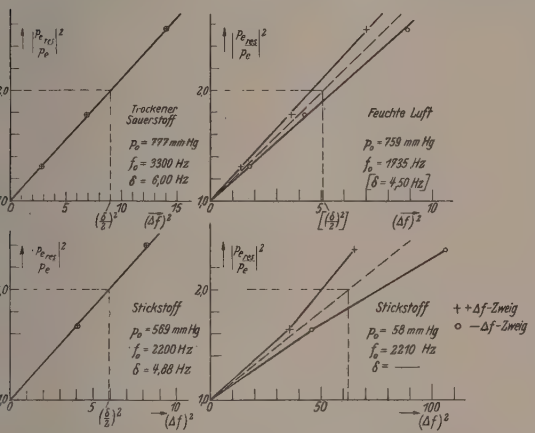

Abb. 7. Beispiele quadratisch aufgetragener Resonanzkurven

schallresonanz mit der Eigenschwingung der Luftsäule zusammenfiel); der glatte Verlauf der δ als Funktion von n bzw. f war nur wenig gestört (s. z. B. die kleinen Schwankungen der c in Tabelle 3). Jedoch machten sich die Störungen durch Körperschall bei Unterdruck wegen der kleiner werdenden Schalldruckamplituden $|p_{e_{res}}|$ stärker bemerkbar (s. die beiden Beispiele des Stickstoffs in Abb. 7). Der Druckbereich der δ-Messungen ist wegen dieser Störungen nach unten begrenzt (vgl. Tabelle 3).

VI. Meßergebnisse

Nachdem durch die Vorversuche die Zuverlässigkeit der Methode gesichert war, wurden im Messingrohr von 40 cm Länge in der Vakuumapparatur mehrere Meßreihen in Luft, Stickstoff und Sauerstoff durchgeführt, in Luft und O_2 (Linde-Sauerstoff, Verunreinigung $< 1\%$) bei verschiedenen Feuchtigkeitsgehalten, in N_2 (Osram-Stickstoff, sehr rein) und O_2 auch bei Unterdruck.

In bezug auf die Regulierung des Wasserdampfgehaltes in der Apparatur ist zu sagen, daß diese getrocknet wurde durch Evakuieren und Ausfrieren des Wasserdampfes mit flüssiger Luft. Bei den Messungen in trockenen Gasen wurden diese langsam über eine Kühlfalle mit flüssiger Luft in die Apparatur geleitet. Besondere Sorgfalt wurde auf die Befreiung der Apparatur von H_2O-Dampf vor der Messung in trockenem O_2 verwandt (s. u.). Da nach einmaligem Evakuieren und Ausfrieren nach einiger Zeit immer noch etwas Wasserdampf frei wird, wurde der Vorgang des Trocknens an mehreren Tagen wiederholt, und dann erst wurde der Sauerstoff langsam über eine Kühlfalle eingefüllt. Vor der Messung in feuchtem O_2 (Abb. 8) wurde die von der Messung in trockenem O_2 her noch sehr trockene Apparatur evakuiert und die Dichtheit geprüft. Dann wurde ein Glaskolben mit Wasser angeschlossen und evakuiert (die Diffusionspumpe war durch eine Kühlfalle gegen den Wasserdampf geschützt), und aus dem Kolben strömte nach Öffnung des Hahnes vor dem Rezipienten mit dem Kundtschen Rohr Wasserdampf in dieses Rohrsystem. Der Wasserdampfdruck wurde nach Abschluß der Apparatur erst nach einigen Tagen stabil, er wurde auf 3 mm Hg eingeregelt (gemessen am U-Manometer, daher weite Fehlergrenzen von etwa $\pm 0{,}5$ mm Hg). Dann wurde sehr langsam trockener Linde-Sauerstoff eingefüllt; der Druck wurde auf den der vorhergehenden Meßreihe in trockenem O_2 (776 mm Hg) eingestellt, so daß die Wasserdampfkonzentration $h \approx 4 \cdot 10^{-3}$ war. Diese Füllung wurde nach Durchführung der Meßreihe auf $p_0 = 400$ mm Hg abgepumpt (s. Abb. 9). Die Konzentration h dürfte sich danach infolge von Wasserdampfabgabe der Apparaturteile (Einstellung eines neuen Gleichgewichts nach Erniedrigung des Partialdruckes des Wasserdampfes) etwas erhöht haben. Als bekannt ist danach der Wasserdampfgehalt nur für die Meßreihen in Abb. 8 anzusehen. (Die Angabe $h \approx 4 \cdot 10^{-3}$ in Abb. 9 gilt nur für die Meßreihe bei 776 mm Hg, die mit einer der Reihen in Abb. 8 identisch ist). Alle Meßreihen wurden erst nach dem Stabilwerden des Feuchtigkeitsgehaltes durchgeführt, das an Hand der Reproduzierbarkeit der δ zu kontrollieren ist.

Der Auswertung der Meßreihen wird die Arbeitshypothese (Gl. 3) zugrunde gelegt. Für die Halbwertbreiten δ erhält man nach dieser

$$(3') \qquad \delta = \delta_1 + \delta_2 ;$$

$$(3'a) \qquad \delta_1 = c\sqrt{\frac{f_0}{p_0}}, \quad [\text{vgl. Gl. } (1')] ;$$

$$(3'b) \qquad \delta_2 = \frac{\mu_{max}}{\pi} \frac{f_{max}}{1 + \frac{f^2_{max}}{f^2_\delta}} \quad \text{nach Gl. (3b) u. (6b).}$$

Nach den Ergebnissen der Messungen im Glasrohr wird c etwas größer erwartet als der gemäß der KIRCHHOFFschen Theorie berechnete Wert (Tabelle 2).

Tabelle 3

Meßergebnisse im Stickstoff

n	Druck p_0 [mm Hg]	Temp. [°C]	f_0 [Hz]	$\frac{f_0}{n}$ [Hz]	$\delta_{beob.}$ [Hz]	$c_{beob.}$ $\left[\left(\frac{\text{mm Hg}}{\text{sec}}\right)^{\frac{1}{2}}\right]$
2	568	21	880	440	3,08	2,48
	309	22	880		4,24	2,51
	311	23	880		4,26	2,52
	155	21,5	880		5,80	2,43
	58	23	880		9,83	2,52
3	568	21	1320	440	3,86	2,53
	569	22	1320		3,84	2,52
4	569	22	1755	439	4,55	2,59[1]
	310,5	23,5	1755		6,12	2,58
5	568,5	21,5	2200	441	4,88	2,48
	569	21,5	2200		4,88	2,48
	310,5	24	2215		6,58	2,47
	311	23	2210		6,73	2,52
	155	21,5	2200		9,30	2,47
6	569	22	2645	441	5,46	2,53
	310,5	22	2645		7,25	2,48
7	569	22	3080	440	5,98	2,57
8	568,5	21,5	3520	440	6,20	2,49
	569	22	3520		6,38	2,57
	312	23,5	3530		8,73	2,59
	310,5	21,5	3525		8,75	2,60

[1]) Nähe einer Körperschallresonanz.

$$\delta = c\sqrt{\frac{f_0}{p_0}},$$

nach KIRCHHOFF berechnet $c_{ber.} = 2{,}20\left(\frac{\text{mm Hg}}{\text{sec}}\right)^{\frac{1}{2}}$,

gemess. Mittelwert $c_{beob.} = 2{,}52\left(\frac{\text{mm Hg}}{\text{sec}}\right)^{\frac{1}{2}}$,

$c_{beob.} = c_{ber.} + 14\%$.

Tabelle 3 zeigt das Ergebnis der Messungen in Stickstoff bei verschiedenen Drucken. N_2 zeigt keine molekulare Absorption und ist deshalb zur Prüfung der KIRCHHOFFschen Theorie besonders geeignet. Die Tabelle vermittelt einen Eindruck von der Reproduzierbarkeit der einzelnen Größen, die hier nicht durch eventuelle kleine Feuchtigkeitsschwankungen gestört werden kann; die Messungen bei gleichem Druck p_0 und gleichem n wurden immer an verschiedenen Tagen vorgenommen. Die gemäß Gl. (1') bestimmten $c_{beob.}$ kommen tatsächlich bei allen Drucken und Frequenzen gleich groß heraus. (Über die Ursache der kleinen Streuung der $c_{beob.}$ bei verschiedenen n und über die eventuelle Ursache des kleinen Anstiegs von

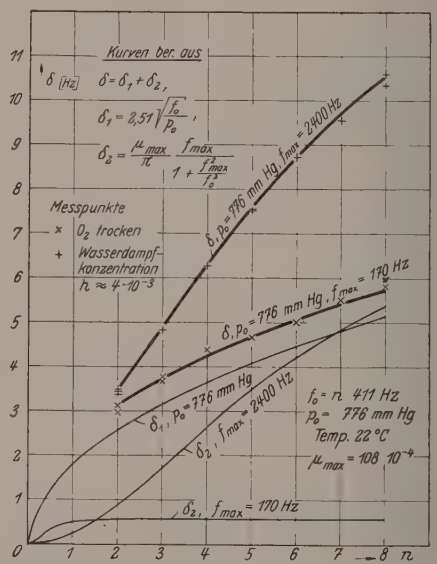

Abb. 8. Halbwertbreiten δ in Sauerstoff verschiedenen Feuchtigkeitsgehaltes bei Atmosphärendruck

$c_{beob.}$ bei $n = 7$ und 8 s. V.) Die Frequenzabhängigkeit und die Druckabhängigkeit von δ_1 sind also im Einklang mit der KIRCHHOFFschen Theorie. Der gemessene Mittelwert $c_{beob.}$ ist 14% größer als der nach KIRCHHOFF berechnete (vgl. Tabelle 2). Dieser Befund stimmt mit dem im Glasrohr überein.

In Abb. 8 sind die Ergebnisse der Meßreihen in Sauerstoff bei Atmosphärendruck graphisch dargestellt. Der in den Abb. 8 und 9 angegebene Wert μ_{max} ist gemäß Gl. (2a) berechnet worden mit Hilfe der aus der PLANCK-EINSTEINschen Formel mit der charakteristischen Temperatur $\Theta = 2226$ Grad berechneten Werte für die

Schwingungswärme C_i[16]). Die auf diese Weise gewonnenen μ_{max} werden von KNESER und KNUDSEN experimentell ausgezeichnet bestätigt[3]).

Nach KNESER und KNUDSEN[3]) ist für reinsten Sauerstoff die Einstelldauer der Schwingungsenergie $\tau \approx 10^{-3}$ sec, demgemäß $f_{max} \approx 150$ Hz (s. II), für eine Wasserdampfkonzentration $h = 4 \cdot 10^{-3}$ ist $f_{max} \approx 2200$ Hz. Damit sind alle Daten zur Berechnung von δ an Hand der Arbeitshypothese (3') bekannt, wenn man noch berücksichtigt, daß c etwa 15% größer als der theoretische Wert (Tab. 2) zu setzen ist. Die Meßreihen im Sauerstoff wurden so ausgewertet, daß die beiden Parameter c und f_{max} bestimmt wurden, mit denen die gemäß der Arbeitshypothese berechneten Kurven δ die Meßpunkte am besten annähern; c ist dabei innerhalb enger Grenzen von $\pm 2\%$ bestimmbar. Es ergab sich für c der Wert $c_{beob.} = 2{,}51 \left(\frac{\text{mm Hg}}{\text{sec}}\right)^{\frac{1}{2}}$ (s. Abb. 8), die prozentuale Abweichung vom theoretischen Wert $c_{ber.}$ (Tab. 2) ist nahe die gleiche wie die für N_2 gefundene; die für f_{max} gefundenen Werte $f_{max} = 170$ Hz bzw. 2400 Hz stimmen befriedigend mit den nach KNESER und KNUDSEN zu erwartenden überein.

In einigen Kontrollmessungen zur Prüfung der Trockenheit des Linde-Sauerstoffs wurde die Frequenz $f_{max} \approx 100$ Hz erreicht, die einer Einstelldauer $\tau > 10^{-3}$ sec entspricht.

Die Ergebnisse der Auswertung der Meßreihen in Sauerstoff sind also, was die molekulare Absorption angeht, im Einklang mit den Resultaten KNESERS und KNUDSENS.

Die Auswertung der Meßreihe in feuchtem Sauerstoff bei Unterdruck ($p_0 = 400$ mm Hg) (Abb. 9) war in der oben angegebenen Weise mit $f_{max} = 3000$ Hz möglich. Diese erste Messung der molekularen Absorption bei Unterdruck läßt schon erkennen, daß tatsächlich μ_{max} vom Druck unabhängig ist (s. II). Weitere Messungen müssen diesen Befund sichern.

[16]) E. JUSTI, Forsch. a. d. Gebiet Ing.-Wes. 5 (1934), S. 134.

Bei den Messungen in Luft verschiedener relativer Feuchtigkeit wurde diese nicht gemessen; es soll deshalb auf die Wiedergabe der Meßreihen verzichtet werden. Auch diese ließen sich an Hand der Arbeitshypothese Gl. (3') auswerten. Für die Konstante $c_{beob.}$ kam auch für Luft die Abweichung von etwa +15% vom theoretischen Wert $c_{ber.}$ heraus. Der molekulare Anteil δ_2 ergab sich bei allen

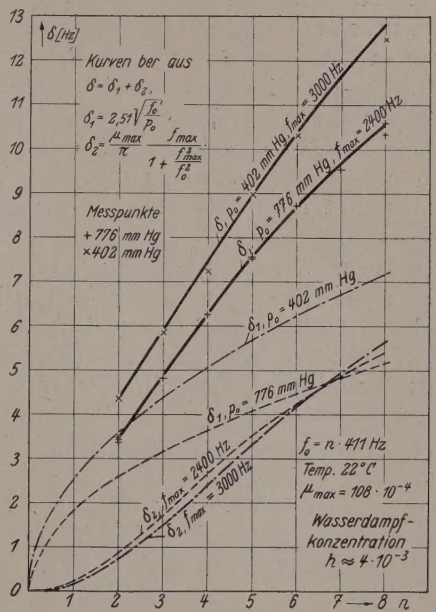

Abb. 9. Halbwertbreiten δ in feuchtem Sauerstoff, bei verschiedenen Drucken p_0

Messungen als klein gegenüber dem klassischen Anteil δ_1. Das kommt in erster Linie daher, daß die Schwingungswärme C_i und damit μ_{max} in Luft etwa fünfmal so klein wie die entsprechenden Größen des Sauerstoffs sind. In den experimentellen Arbeiten[2]), in denen die Schallabsorption bei Frequenzen unterhalb etwa 1000 Hz in engen Röhren ($r < 4$ cm) in Luft normaler relativer Feuchtigkeit (> 50%) gemessen wurde, durfte nach dem Befund der vorliegenden Arbeit der molekulare Anteil der Absorption gegenüber dem klassischen vernachlässigt werden. Daß die Berechtigung dazu nicht selbstverständlich war, dürften die Messungen am Sauerstoff gezeigt haben.

Zusammenfassend erhält man aus allen Messungen dieser Arbeit das Ergebnis, daß der Faktor $c_{beob.}$ aus Gl. (3′) im Glasrohr wie im glatten Messingrohr vom Radius $r = 4$ cm für alle untersuchten Gase (Luft, O_2, N_2, He) etwa 15% größer ist als der nach KIRCHHOFF berechnete Faktor $c_{ber.}$. Eine Vergrößerung der beobachteten Absorptionskoeffizienten gegenüber den berechneten wurde in allen bisherigen Arbeiten [2]) festgestellt. Die von WAETZMANN und KEIBS [2]) in einem engen Rohr vom Radius $r = 3$ mm im Frequenzbereich 400—1400 Hz gemessenen Konstanten β sind ebenfalls etwa 15% größer als die nach KIRCHHOFF mit $r = 3$ mm und $K = 1{,}9$ nach Gl. (1) berechneten (s. dazu II) [17]). Die Abweichung kommt also in Röhren sehr verschiedenen Durchmessers gleich groß heraus. Desgleichen stimmt sie im Glasrohr und in den Messingröhren (vorliegende Arbeit) überein, so daß die Annahme naheliegt, daß nicht die Beschaffenheit des Wandmaterials (Verschiedenheit der Wärmeleitfähigkeit, der Wärmekapazität, Glätte usw.) für die Vergrößerung des Proportionalitätsfaktors c verantwortlich ist (s. dazu die KIRCHHOFFschen Randbedingungen der Temperaturkonstanz und des Haftens des Gases an der Wand (s. II) und die Ausführungen HENRYS [5]). Auf die möglichen Ursachen für diese Vergrößerung soll hier nicht eingegangen werden. Wie die Vorversuche gezeigt haben, kommen als Ursache nicht in Frage Nichtlinearitäten, Energieverluste an den Rohrenden, das Mitschwingen der Kondensatormikrophonmembran oder der Rohrwände und Querresonanzen.

Die Ergebnisse der Arbeit in bezug auf die molekulare Absorption bestätigen im Hörbereich die theoretischen und experimentellen Resultate KNESERS und KNUDSENS mit einer neuen Methode, die von der von diesen Autoren benutzten grundverschieden ist. In den KNUDSENschen Nachhallkammern [3]) überwiegt die molekulare Absorption die klassische wie bei der Ausbreitung der ebenen Schallwelle im Freien. Die neue Methode ist geeignet für die Untersuchung der Abhängigkeit der Maximumsfrequenz f_{max} und damit der Einstelldauer τ der Schwingungsenergie von der Fremdgaskonzentration h bei verschiedenen Drucken des Gemisches O_2-Fremdgas und kann damit der Erforschung der Stoßvorgänge zwischen den Molekülen der Gase dienen (vgl. dazu die Arbeiten [3]).

Zusammenfassung.

Die Schallabsorption von Gasen im KUNDTschen Rohr wird aus der Dämpfung der Eigenschwingungen der Gassäule bestimmt; die Halbwertbreite der Resonanzkurven des Schalldruckes am Rohrende wird gemessen. Die Genauigkeit der Methode gestattet die Trennung des molekularen Anteils der Schallabsorption von dem auf innerer Reibung und Wärmeleitung beruhenden klassischen. Die Frequenzabhängigkeit (Frequenzbereich 700—4000 Hz) und die Druckabhängigkeit (Druckbereich etwa 50 bis 800 mm Hg) des zweiten Anteils sind in Übereinstimmung mit der KIRCHHOFFschen Theorie; der Proportionalitätsfaktor ist etwa 15% größer, als die Theorie verlangt. Der molekulare Anteil steht im Einklang mit den von KNESER und KNUDSEN gefundenen Ergebnissen. Messungen wurden durchgeführt an Luft und Sauerstoff verschiedenen Feuchtigkeitsgehaltes, an Stickstoff und Helium.

Für die Anregung der Arbeit und für stetes Interesse während ihres Fortganges möchte ich Herrn Prof. Dr. E. MEYER danken; weiter habe ich zu danken der Gesellschaft zur Förderung des Funkwesens für die Gewährung eines Stipendiums.

(Eingegangen am 24. Oktober 1936).

[17]) Bei WAETZMANN u. KEIBS, Ann. Physik 22 (1935), S. 255, wird $\beta_{theoret.}$ mit $K = 2{,}5$ berechnet; s. L. KEIBS, Ann. Physik 26 (1936), S. 593.

Lebenslauf.

Ich wurde geboren am 14. März 1905 zu Berlin-Charlottenburg als Sohn des Lokomotivführers Alfred Oberst. Ich bin arischer Abstammung. In Berlin besuchte ich die Liebig-Realschule und die Oberstufe der Königstädtischen Oberrealschule, an der ich Ostern 1924 die Reifeprüfung ablegte. Schon während der Schulzeit hatte ich Violinunterricht bei dem Kammervirtuosen Prof. W. Nicking, auf dessen Rat ich mich nach bestandenem Abiturientenexamen entschloß, Musik zu studieren. Ich war in Berlin mehrere Jahre in verschiedenen Orchestern als Geiger und Bratscher tätig; nebenbei hörte ich in dieser Zeit an der Universität während einiger Semester musikwissenschaftliche Vorlesungen. Im Jahre 1930 gab ich meine Stellung als Orchestermusiker auf, um mich ganz dem wissenschaftlichen Studium widmen zu können. Ich hörte zunächst nebeneinander musikwissenschaftliche, psychologische, mathematische und physikalische Vorlesungen. Im Laufe des Studiums verschob sich der Schwerpunkt meines Interesses mehr und mehr zur Physik. Seit dem Wintersemester 1933/34 arbeite ich im Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule zu Berlin, in dem ich meine Dissertation anfertigte. Meine Lehrer in den mathematisch-naturwissenschaftlichen Fächern waren die Professoren Bieberbach, Czerny, Feigl, Hettner, v. Laue, E. Meyer, Nernst, Schlenk, Erh. Schmidt, Schrödinger, Wehnelt.